

## ОБРАТНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В БЛИЖНЕМ УЗЛЕ ДЖЕТА КВАЗАРА 3С 273

М.С. Михайлова<sup>1</sup>, В.М. Конторович<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков, Украина;

<sup>2</sup>Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Украина

E-mail: aniramtiger@gmail.com; vkont@ri.kharkov.ua

Показано, что за рентгеновское излучение ближнего узла джета 3С 273 может быть ответственно обратное комптоновское рассеяние радиоизлучения квазара. При определенных условиях имеется возможность определения положения низкочастотного завала в спектре квазара по рентгеновскому излучению его джета.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Килопарсековый джет [1] ближайшего квазара 3С 273 наблюдается с высоким угловым разрешением ( $\square 0.1''$ ) в широком диапазоне частот [2-5]. Выделяются области повышенной интенсивности – узлы, которые представляют собой области ускорения релятивистских электронов [1]. Узловая структура джета обладает характерной особенностью: интенсивность узлов в радиодиапазоне нарастает с удалением от квазара и достигает максимума в завершающем узле, соответствующем головной ударной волне. В рентгеновском диапазоне, наоборот, интенсивность уменьшается с удалением от квазара. При этом для дальних узлов рентгеновское излучение постоянно (за исключением последнего узла, где рентгеновское излучение ниже порога наблюдения) вдоль джета [3,5]. Такое распределение интенсивностей в различных спектральных диапазонах привело к идее о том, что рентгеновское излучение дальних узлов джета образуется за счет обратного комптоновского рассеяния (ОКР) [6] реликтового излучения, а в ближних узлах – за счет ОКР на излучении квазара (подразумевается как квазар, так и парсековые джеты с их окружением) [7]. Конкуренция механизмов рассеяния позволила определить угол джета с картинной плоскостью [8]. Радио- и оптическое излучение узлов связывают с синхротронным механизмом [2]. Благодаря масштабу, внесенному реликтовым излучением, стало возможным определить без дополнительных предположений значения напряженности магнитного поля и концентрации релятивистских электронов в дальних узлах [8,9], сравнивая синхротронное излучение с ОКР.

В данной работе проведено детальное исследование комптоновского рассеяния на узле А. Подтверждено, что рассеяние излучения квазара на этом узле происходит с большим изменением частоты. То есть рентгеновское излучение действительно может возникать за счет ОКР (раздел 2). Это позволило с использованием данных наблюдений космической обсерватории *Chandra* оценить значение гамма-фактора релятивистских электронов, рассеяние на которых дает основной вклад в рентгеновское излучение узла. При этом оказалось, что полученное значение может и не быть максимальным гамма-фактором электронного распределения, так как синхротронное оптическое излучение узла А должно происходить на больших энергиях электронов

(пункт 2.1). В связи с этим рассмотрена альтернатива, в которой ограничение на Лоренц-фактор вызвано не отсутствием более энергетических электронов, а отсутствием достаточно низких рассеиваемых частот из-за «завала» спектра квазара на низких частотах [10]. Таким образом, появляется уникальная возможность получить информацию о положении низкочастотного завала в спектре по рентгеновскому излучению узла джета (пункт 2.2).

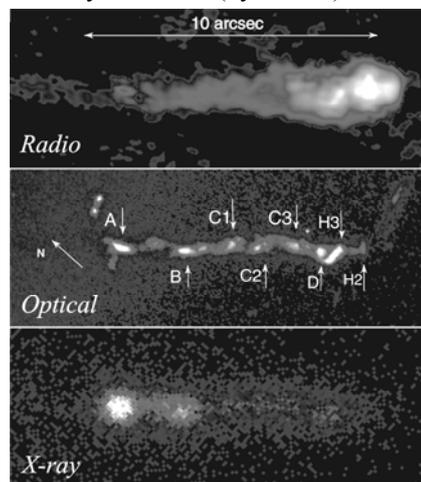


Рис. 1. Изображение килопарсекового джета 3С 273 в рентгеновском ( $10^{17}$  ч  $10^{19}$  Гц), оптическом ( $6170 \text{ \AA}$ ) и радио- ( $1.6 \cdot 10^9$  Гц) диапазонах [3,11]. Радиоизлучение, наиболее слабое в узле А, представлено в логарифмической шкале.  $1''$  соответствует проекционному расстоянию 2.65 кпк. Квазар находится за пределами рисунка слева

Другой вариант интерпретации полученного значения Лоренц-фактора связан с допущением, что оптическое излучение узла А может иметь не синхротронную, а комптоновскую природу (пункт 2.2).

Рассмотрены различные способы учета релятивистской абберации при обратном комптоновском рассеянии (пункт 2.3) и их влияние на интерпретацию наблюдаемых спектров.

### 2. ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА ДЛЯ ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ СТЕПЕННЫХ СПЕКТРАХ

При наблюдениях астрофизических объектов основной характеристикой принимаемого излучения служит плотность потока энергии. Для протяженных источников, какими являются узлы джета

3С 273, плотность потока выражается через интенсивность  $I(\omega', \Omega_{k'})$  согласно [12]:

$$F(\omega') = \int \int_{\Delta\Omega_{k'}} I(\omega', \Omega_{k'}) d\Omega_{k'}, \quad (1)$$

где  $\Delta\Omega_{k'}$  – телесный угол, под которым виден источник. Интенсивность выражается через распределение фотонов  $N(\vec{k}')$  следующим образом:

$$I(\omega', \Omega_{k'}) = c \cdot \hbar \omega' \cdot N(\omega') = \frac{4\pi \hbar \omega'^3}{c^2} N(\vec{k}'), \quad (2)$$

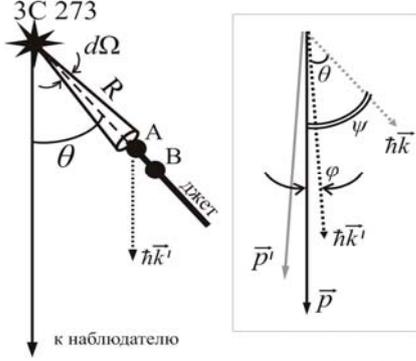


Рис.2. Схема ОКР в узле А.  $\vec{p}$ ,  $\vec{p}'$ ,  $\hbar\vec{k}$ ,  $\hbar\vec{k}'$  – начальные и конечные импульсы электрона и фотона

Предполагая, что в узле А происходит ОКР излучения квазара (Рис. 1,2), найдем распределение рассеянных фотонов, используя релятивистское кинематическое уравнение, описывающее этот процесс. В инвариантной форме это уравнение имеет вид [13]:

$$\nabla N(\vec{k}') = \iint d^3p d^3p' d^3k (1 - \beta \cos \psi) \sigma(\vec{p}, \vec{p}', \vec{k}, \vec{k}') \times \left[ f(\vec{p}') N(\vec{k}') \cdot (1 + N(\vec{k})) - f(\vec{p}) N(\vec{k}) \cdot (1 + N(\vec{k}')) \right], \quad (3)$$

где штрихом отмечены величины после рассеяния,  $f(\vec{p})$  – функция распределения (ФР) электронов. Дифференциальное сечение рассеяния

$$\sigma(\vec{p}, \vec{p}', \vec{k}, \vec{k}') = \frac{r_e^2 m^2 c^4}{2 EE'} \frac{\hbar c^2}{\omega \omega' (1 - \beta \cos \psi)} \times \times G(\xi, \xi') \delta(\underline{p} + \hbar \underline{k} - \underline{p}' - \hbar \underline{k}'), \quad (4)$$

где  $G(\xi, \xi') = (1/\xi - 1/\xi')^2 + 2(1/\xi - 1/\xi') + \xi/\xi' + \xi'/\xi$ ,

$$\xi = E \hbar \omega (1 - \beta \cos \psi) / (m^2 c^4),$$

$$\xi' = E \hbar \omega' (1 - \beta \cos \varphi) / (m^2 c^4);$$

$r_e$ ,  $m$  – классический радиус и масса электрона;  $\underline{p} = \{E/c, \vec{p}\}$ ;  $\underline{k} = \{\omega/c, \vec{k}\}$ ;  $\underline{\nabla} = \{\partial/(c \partial t), \vec{\nabla}\}$ ;  $\beta c$  – скорость электрона;  $E$ ,  $\hbar \omega$  – энергия электрона и фотона соответственно;  $\psi$ ,  $\varphi$ ,  $\theta$  – углы между импульсами взаимодействующих частиц (см. Рис.2). Угол между джетом и лучом зрения  $\theta \approx 30^\circ$  [8]. Дельта-функция выражает законы сохранения энергии и импульса при рассеянии. Так как размеры узла много меньше расстояния до квазара, ФР начальных фотонов в узле не зависит от координат. Пренебрегая индуцированным рассеянием и выбирая систему координат таким образом, чтобы ось  $z$  была на-

правлена по лучу зрения к наблюдателю, приведем уравнение (3) к виду:

$$\frac{d}{dz} N(\vec{k}') = \iint (1 - \beta \cos \psi) \sigma(\vec{p}, \vec{p}', \vec{k}, \vec{k}') \times \times f(\vec{p}) N(\vec{k}) d^3p' d^3p d^3k. \quad (5)$$

Распределение электронов полагаем имеющим степенной энергетический спектр в широком, но ограниченном интервале энергий  $E_{\min} < E < E_{\max}$ :

$$f(E) = \mathcal{K} E^{-\gamma}. \quad (6)$$

Распределение начальных фотонов находим по наблюдаемой плотности потока излучения  $F(\omega)$  квазара, предполагая его изотропным (поток энергии в направлении джета может отличаться от принимаемого на Земле. Существенной может оказаться также переменность центрального источника) и аппроксимируя степенным законом:

$$F(\omega) = \frac{L(\omega)}{4\pi D^2} = Q \omega^{-\alpha}, \quad (7)$$

где  $L(\omega)$  – светимость квазара на заданной частоте  $\omega$ ;  $D$  – расстояние до квазара (735 Мпк) [14]. Используя выражение для плотности потока излучения квазара на узле А

$$F^A(\omega) = \frac{L(\omega)}{4\pi R^2} = c \cdot \hbar \omega \cdot N(\omega), \quad (8)$$

где  $R$  – расстояние от квазара до узла А (70 кпк), из (7) и (8) получаем для ФР фотонов по частоте:

$$N(\omega) \equiv \frac{4\pi \omega^2}{c^3} N(\vec{k}) = \frac{QD^2}{\hbar R^2} \omega^{-(\alpha+1)}. \quad (9)$$

Интегрируя (5) по  $d^3p'$  и используя известное соотношение  $c \cdot d^3p' = 2E' \cdot \delta(p'^2 - m^2 c^2) d^4p'$ , получаем для ФР рассеянных фотонов:

$$N(\vec{k}') = \iint \frac{r_e^2 l_z}{(4\pi)^2} \frac{\mathcal{K} m^2 c^4 G(\xi, \xi') \omega'^{-1} E^{-\gamma-2}}{(1 - \beta \cos \psi - \hbar \omega' (1 - \cos \theta) / E)} \times \times \omega^{-\alpha-2} \cdot \delta\left(\omega - \omega' \frac{1 - \beta \cos \varphi}{1 - \beta \cos \psi - \hbar \omega' (1 - \cos \theta) / E}\right) \times \times \frac{c^2 Q D^2}{2 \hbar R^2} d\Omega_p dE d\Omega d\omega. \quad (10)$$

Здесь  $l_z$  – толщина узла на луче зрения;  $d\Omega_p$ ,  $d\Omega$  – телесные углы начальных электронов и фотонов соответственно.

В рассматриваемом случае  $E \square \hbar \omega' \square \hbar \omega$ . Из аргумента дельта-функции в выражении (10) видно, что для значительного увеличения частоты рассеянного фотона угол рассеяния должен быть мал:  $\varphi \square 1/\Gamma \square 1$ . Отдачей рассеянного фотона можно пренебречь. Для сечения рассеяния примем вначале обычно используемую аппроксимацию [6, 15-17]

$$\sigma = \sigma(\varphi = 0, \psi = \theta) \cdot \delta\left(\frac{|\vec{k}'|}{|\vec{k}|} - \frac{|\vec{p}'|}{|\vec{p}|}\right), \quad (11)$$

которая означает совпадение направления волновых векторов фотона и электрона после взаимодействия.

Подставляя (10) в (1), учитывая (11) и интегрируя по  $d\omega$  и  $d\Omega_p$ , получаем ( $E \equiv mc^2\Gamma$ ):

$$F(\omega') = r_e^2 l_z (mc^2)^{1-\gamma} \mathcal{K} \frac{QD^2}{R^2} [2(1-\cos\theta)]^{\alpha+1} \times \times \Delta\Omega \Delta\Omega_{k'} (\omega')^{-\alpha} \int \Gamma^{-\gamma+2\alpha+2} d\Gamma. \quad (12)$$

Интегрирование по  $\Gamma$  в (12) проводим с учетом ограничения спектра электронов по энергии сверху значением  $\Gamma \leq \Gamma_{\max}$ . Область интегрирования (Рис.3) при  $\Gamma \square 1$  представляет собой гиперболу в плоскости  $\omega - \Gamma^2$ , на которой выполняется закон сохранения энергии при рассеянии:

$$\Gamma^2 = \frac{\omega'}{2(1-\cos\theta)\omega}. \quad (13)$$

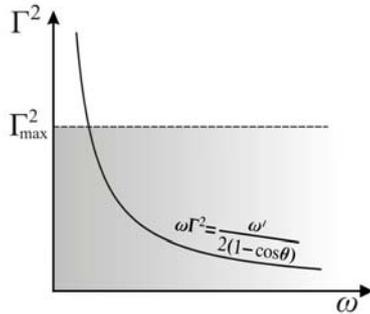


Рис.3. Область интегрирования в (5) при ограничении со стороны электронного спектра

При  $2\alpha - \gamma + 3 \geq 0$  в интеграле по энергии (12) доминирует верхний предел. В данном случае это неравенство выполняется с запасом, учитывая, что можно выбрать спектральный индекс излучения квазара  $\alpha \approx 0.75$ , а спектральный индекс (по данным [4, 23]  $\gamma \equiv 2\alpha_{syn} + 1$ , где  $\alpha_{syn}$  в указанных диапазонах длин волн равно:  $0.55 \pm 0.03$  (6...2 см),  $0.67 \pm 0.03$  (18...6 см),  $0.82 \pm 0.02$  (73...18 см),  $0.9 \pm 0.12$  (3.6-2-1.3 см)) электронного распределения в узле А, определяемый по его радиоизлучению,  $\gamma \approx 2.6$ . При этом  $2\alpha - \gamma + 3 \approx 2$ . Выражение для плотности потока приобретает вид:

$$F(\omega') = \frac{r_e^2 l_z}{2} (mc^2)^{1-\gamma} \mathcal{K} \frac{QD^2}{R^2} \Delta\Omega \Delta\Omega_{k'} \times \times [2(1-\cos\theta)]^{\alpha+1} \Gamma_{\max}^2 \cdot (\omega')^{-\alpha}. \quad (14)$$

Из (14) следует, что спектральный индекс рассеянного (рентгеновского) излучения должен совпадать со спектральным индексом излучения квазара, что не противоречит данным наблюдений [3].

Согласно (14) основной вклад в принимаемый рентгеновский поток от узла дает рассеяние на электронах, обладающих максимальной энергией  $\Gamma_{\max}$  (Рис.4). В диапазон «Чандры»  $\omega' = (10^{17} \dots 10^{19}) \text{ с}^{-1}$  рассеиваются фотоны излучения квазара с частотами

$$\omega = \frac{\omega'}{2\Gamma_{\max}^2 (1-\cos\theta)}. \quad (15)$$

Как видно, рассеяние происходит с большим изменением частоты, что и соответствует ОКР.

Используя данные наблюдений [18] оценим максимальную энергию степенного электронного распределения  $\Gamma_{\max}$  (Табл.1).

Таблица 1

$F_X, 10^{-9}$ Янских [18]	$\omega', 10^{18} \text{ с}^{-1}$	$\Gamma_{\max}, 10^5$
46	1.34	1.1
28	2.37	1.06
12	6.59	1.02

Константу электронного распределения  $\mathcal{K}$  найдем через концентрацию релятивистских электронов в узле А:  $n_e = \int f(E) dE \approx 6 \text{ п}^{-3}$  [8]. Интегрируя

(6) по энергии, получим  $\mathcal{K} (mc^2)^{1-\gamma} = n_e (\gamma-1) \Gamma_{\min}^{\gamma-1}$ . Из (14) при  $\Gamma_{\min} \approx 1$  и  $Q \approx 5 \cdot 10^{-16}$  СГС в диапазоне частот  $1.46 \cdot 10^{10} \dots 5 \cdot 10^{12}$  находим  $\Gamma_{\max} \approx 10^5$ .

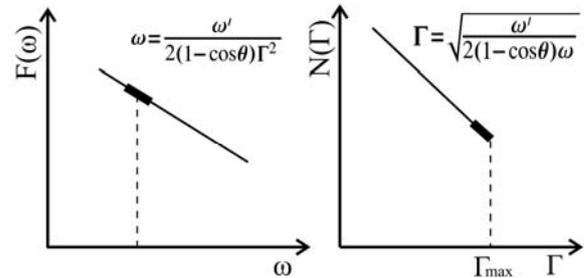


Рис.4. ФР фотонов и электронов в логарифмическом масштабе (схема). Отмечена часть спектра, дающая основной вклад в рассеяние

## 2.1. РОЛЬ РАССЕЙВАЕМЫХ ФОТОНОВ

В джете наблюдается оптическое излучение, которое [19] имеет синхротронную природу. При магнитном поле  $H \approx 10^{-6} \text{ Гс}$  [8] за синхротронное оптическое излучение ответственны электроны с Лоренц-фактором  $\Gamma \square 10^7$ ,  $\omega_{opt} = 0.29 \left( \frac{3eH}{2mc} \right) \Gamma^2$ . Поэтому найденная из (14) энергия электронов не является максимальной. Это может означать (см., впрочем, сноску 2), что ограничение при интегрировании возникает не от электронной ФР, а от ФР рассеиваемых фотонов. Действительно, фотонов со столь низкими частотами, которые рассеивались бы электронами с  $\Gamma \geq 10^7$ , может просто не существовать в излучении центрального источника из-за низкочастотного завала в его синхротронном спектре.

Низкочастотный завал в спектре излучения квазара является результатом действия синхротронного самопоглощения, поглощения в тепловой плазме или эффекта Разина-Цытовича [20, 21]. Частота завала связана с параметрами источника и окружающей среды [10, 22] и дает возможность их определения. Основная трудность исследования завала в том, что он происходит на низких радиочастотах, трудных и не всегда доступных для радионаблюдений. Следовательно, появляется уникальная возможность определять положение низкочастотного завала в спектре центрального источника по рентгеновскому излучению его джета.

## 2.2. ВЛИЯНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗАВАЛА В СПЕКТРЕ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА НА РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ УЗЛА

При влиянии завала излучение на заданных рентгеновских частотах возникает за счет ОКР фотонов с частотой, соответствующей частоте завала, на электронах, имеющих энергию  $\Gamma_{IC}$  меньшую, чем максимальная  $\Gamma_{max}$  (Рис.5).

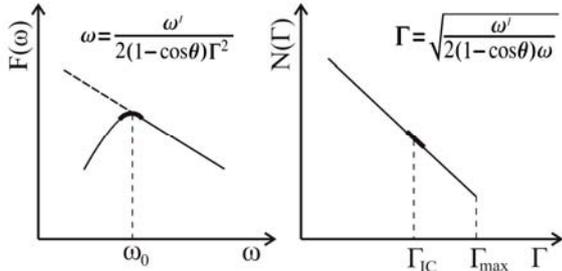


Рис.5. ФР фотонов и электронов при ограничении со стороны фоновый спектра. Отмечена часть спектра, дающая основной вклад в рассеяние

ФР рассеянных фотонов получаем из формулы (5) интегрированием по  $dE$  с использованием  $\delta$ -функции, отражающей закон сохранения энергии:

$$N(\vec{k}') = \iint \frac{r_e^2 l_z^2}{(4\pi)^2} \frac{c^2 Q D^2}{\hbar R^2} \mathcal{K}(mc^2)^{1-\gamma} (\cos\varphi)^{-\frac{\gamma+1}{2}} \Delta\Omega \times \times 2^{\frac{\gamma-1}{2}} \left[ \frac{\omega}{\omega'} (1-\cos\theta) - (1-\cos\varphi) \right]^{\frac{\gamma-1}{2}} (\omega')^{-2} \omega^{-\alpha-2} d\Omega_p d\omega. \quad (16)$$

При влиянии на ОКР низкочастотного завала в спектре рассеиваемого излучения область интегрирования (Рис.6) отличается от использованной выше.

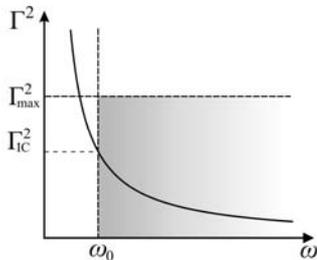


Рис.6. Область интегрирования при ограничении из-за завала в спектре рассеиваемых фотонов

Используя выражения (1) и (11), интегрируя по  $d\Omega_p$ , получаем:

$$F(\omega') = \frac{r_e^2 l_z^2}{2} \frac{Q D^2}{R^2} [2(1-\cos\theta)]^{\frac{\gamma-1}{2}} (mc^2)^{1-\gamma} \mathcal{K} \times \times \Delta\Omega \Delta\Omega_{k'} \omega'^{-\frac{\gamma-1}{2}+1} \int_{\omega_0}^{\omega} \omega^{-\frac{2\alpha+5-\gamma}{2}} d\omega, \quad (17)$$

где  $\omega_0$  – частота завала в спектре центрального источника. Так как  $2\alpha + 3 - \gamma > 0$ , то в интеграле в (17) доминирует нижний предел, то есть фотоны с частотой завала рассеиваются наиболее эффективно. Соответствующие им рассеивающие электроны имеют энергии  $\Gamma_{IC}$  уже не являющиеся максимальными в электронном спектре и определяющиеся через час-

тоту завала с помощью того же соотношения (15), прочитанного в обратном порядке:

$$\Gamma_{IC}^2 = \frac{1}{2(1-\cos\theta)} \frac{\omega'}{\omega_0}. \quad (18)$$

Выражение для принимаемой плотности потока примет вид (при  $2\alpha + 3 - \gamma = 2$ ):

$$F(\omega') = \frac{r_e^2 l_z^2}{2} \frac{Q D^2}{R^2} [2(1-\cos\theta)]^{\frac{\gamma-1}{2}} \times \times (mc^2)^{1-\gamma} \mathcal{K} \Delta\Omega \Delta\Omega_{k'} (\omega_0)^{-1} \omega'^{-\frac{\gamma-1}{2}+1}. \quad (19)$$

Используя данные наблюдений (см. Табл.1) получаем значение частоты завала  $\omega_0 \approx 10^8$ . Спектр рентгеновского излучения при этом оказывается «плоским» и отличается от наблюдаемого спектра узла А в диапазоне «Чандры».

Как видно из Рис. 4 и 5 и соотношения (15) при частотах

$$\omega' > \omega'_* = \omega_0 \Gamma_{max}^2 \cdot 2(1-\cos\theta) \quad (20)$$

область интегрирования в (10) определяется максимальным гамма-фактором, а при условии

$$\omega' < \omega'_* = \omega_0 \Gamma_{max}^2 \cdot 2(1-\cos\theta) \quad (21)$$

– низкочастотным завалом в спектре. Если переизлучают электроны с максимальным гамма-фактором, то для частоты завала получаем оценку

$$\omega_0 < \omega' \cdot [\Gamma_{max}^2 \cdot 2(1-\cos\theta)]^{-1}, \quad (22)$$

что для диапазона «Чандры» дает  $\omega_0 < 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ .

Иное объяснение полученного в пункте 2.3 отличия максимальных энергий, определенных по обратному Комптон-эффекту и по синхротронному механизму, состоит в том, что оптическое излучение в узле А может быть вызвано не синхротронным механизмом, а также как и рентгеновское излучение, ОКР на фотонах центрального источника. В Табл. 2 приведены наблюдаемая и рассчитанная в этом предположении (по формуле (14)) плотность потока оптического излучения в узле А. Видно хорошее совпадение. Значения спектральных индексов [4] также не противоречат этому предположению.

Наблюдаемые  $F_{opt}^{obs}$  и полученные по ОКР (14)

$F_{opt}^{IC}$  плотности потоков оптического излучения

Таблица 2

$\omega_{opt}, 10^{15} \text{ с}^{-1}$	$F_{opt}^{obs}, 10^{-6} \text{ Ян}$	$F_{opt}^{IC}, 10^{-6} \text{ Ян}$
1,17	7,6	6
3,05	3,6	3,1
6,28	2,4	1,2

## 2.3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОТОКА БЕЗ АППРОКСИМАЦИИ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ

В данном разделе вычислим плотность потока не прибегая к аппроксимации (11) [17]. Вследствие малости угла  $\varphi$  полагаем  $\cos\psi \approx \cos\theta$  (в противном случае, вычисления приводят к гипергеометрическим функциям).

В случае степенного спектра рассеиваемого излучения после интегрирования выражения (10) по  $d\omega$ , получим:

$$N(\vec{k}') = \iint \frac{r_e^2 l_z}{8\pi} \frac{c^2 QD^2}{\hbar R^2} \frac{(1 - \cos\theta)^{\alpha+1}}{(1 - \beta \cos\varphi)^{\alpha+2}} \omega'^{-\alpha-3} \times \\ \times \Delta\Omega \mathcal{K}(mc^2)^{1-\gamma} \Gamma^{-\gamma-2} d\Gamma d(1 - \beta \cos\varphi). \quad (23)$$

При интегрировании по углу доминирует нижний предел  $\varphi = 0$ . Поэтому, воспользовавшись соотношением  $\beta \approx 1 - 1/2\Gamma^2$ , получим:

$$N(\vec{k}') = \frac{r_e^2 l_z}{8\pi(\alpha+1)} \frac{c^2 QD^2}{\hbar R^2} \Delta\Omega [2(1 - \cos\theta)]^{\alpha+1} \times \\ \times \mathcal{K}(mc^2)^{1-\gamma} \omega'^{-\alpha-3} \int_{\Omega/2\Omega(1-\cos\theta)}^{\Gamma_{\max}} \Gamma^{2\alpha-\gamma} d\Gamma. \quad (24)$$

При  $2\alpha + 1 - \gamma \geq 0$  в интеграле по энергии существенен верхний предел. Мы ограничиваемся этим случаем, учитывая, что  $\alpha$  и  $\gamma$  здесь независимые параметры ( $\alpha$  относится к спектру квазара, а  $\gamma$  - к распределению электронов в узле). Переходя к плотности потока, получим:

$$F(\omega') = \frac{r_e^2 l_z}{2(\alpha+1)(2\alpha+1-\gamma)} \frac{(mc^2)^{1-\gamma} \mathcal{K} QD^2}{R^2} \Delta\Omega \Delta\Omega_{k'} \times \\ \times [2(1 - \cos\theta)]^{\alpha+1} \Gamma_{\max}^{2\alpha+1-\gamma} \cdot (\omega')^{-\alpha}. \quad (25)$$

В случае доминирующей роли низкочастотного завала в спектре излучения квазара, интегрируя по  $d(1 - \cos\varphi)$  выражение (16) и учитывая, что основной вклад в интеграле по частотам дает нижний предел, получаем:

$$N(\vec{k}') = \frac{r_e^2 l_z}{8\pi(\gamma+1)} \frac{c^2 QD^2}{\hbar R^2} [2(1 - \cos\theta)]^{\frac{\gamma+1}{2}} \Delta\Omega \times \\ \times \mathcal{K}(mc^2)^{1-\gamma} \omega'^{\frac{\gamma+5}{2}} \int_{\omega_0}^{\frac{2\alpha+3-\gamma}{2}} \omega^{-\frac{2\alpha+3-\gamma}{2}} d\omega. \quad (26)$$

Отсюда следует спектральная плотность потока

$$F(\omega') = \frac{r_e^2 l_z}{(\gamma+1)(2\alpha+1-\gamma)} \frac{QD^2}{R^2} [2(1 - \cos\theta)]^{\frac{\gamma+1}{2}} \times \\ \times \Delta\Omega \Delta\Omega_{k'} \mathcal{K}(mc^2)^{1-\gamma} \omega_0^{\frac{2\alpha+1-\gamma}{2}} \omega'^{\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (27)$$

Отличие от рассмотренного выше случая (11) связано с тем, что интегрирование по  $d\Omega_p$  теперь вносит малый множитель  $\propto 1/\Gamma^2$ , так как дают вклад только малые углы  $\varphi \propto 1/\Gamma^2$ . Соответственно, множитель  $\Gamma_{\max}^2$  в (14) исчезает (при  $2\alpha + 1 - \gamma = 0$  он заменяется на  $\log \Gamma_{\max}$ , а при  $2\alpha + 1 - \gamma > 0$  остается степенная зависимость  $(2\alpha + 1 - \gamma)^{-1} \Gamma_{\max}^{2\alpha+1-\gamma}$ ). Соответственно, при вкладе завала в выражении (19) множитель  $(\omega')^{\frac{\gamma-3}{2}}$  заменяется на  $(\omega')^{\frac{\gamma-1}{2}}$  в (27), что дает приемлемое значение для рентгеновского спектрального индекса.

Таким образом возникает принципиальная возможность определения положения низкочастотного завала в спектре центрального источника по измерениям рентгеновского излучения ближайших узлов, обусловленного ОКР излучения квазара.

Результат (в отличие от (14) и (19)) весьма чувствителен к значениям спектральных индексов и величине принимаемого потока, а также к отклонению реального спектра центрального источника от чисто степенного спектра.

## ВЫВОДЫ

Проанализировано рентгеновское излучение первого узла джета 3C 273 как результат ОКР степенного спектра излучения квазара на степенном распределении релятивистских электронов в узле. Основной вклад в рентгеновское излучение дает рассеяние на высокоэнергетических электронах, что подтверждает предположение об обратном Комптон-эффекте. Оказалось, что Лоренц-фактор электронов, излучающих синхротронным механизмом на оптических частотах, может быть больше, чем полученная оценка максимального Лоренц-фактора при ОКР. Объяснение этого различия связано с ограничением в спектре центрального источника со стороны низких частот. При этом в заданный рентгеновский диапазон рассеиваются фотоны от области завала спектра на низких частотах. Причем рассеяние происходит на электронах, обладающих Лоренц-фактором меньшим, чем максимальный. Таким образом наблюдения в рентгеновском диапазоне дают уникальную возможность определить характер низкочастотного радиоспектра квазара. Показано также, что часто используемое моделирование сечения рассеяния существенно влияет на окончательный результат.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Физика внегалактических источников радиоизлучения* / Под ред. Р.Д. Дагкесаманского. Москва: «Мир», 1987, 364 с.
2. T.J.-L. Courvoisier. The bright quasar 3C 273 // *Astron. Astrophys. Rev.* 1998, v.9, №1-2, p.1-32.
3. H.L. Marshall, D.E. Harris, J.P. Grimes, et al. Structure of the X-ray emission from the jet of 3C 273 // *Astrophys. Journal.* 2001, v.549, p.167-171.
4. S. Jester, H.-J. Röser, K. Meisenheimer, et al. The radio-ultraviolet spectral energy distribution of the jet in 3C273 // *Astron.Astrophys.* 2005, v.431, p.477-502.
5. R.M. Sambruna, C.M. Urry, F. Tavecchio, et al. Chandra observations of the X-ray jet of 3C 273 // *Astrophys. Journal.* 2001, v.549, p.161-165.
6. В.Л. Гинзбург. *Теоретическая физика и астрофизика*. Москва: «Наука», 1981, 504 с.
7. Е.Ю. Банникова, В.М. Конторович. Определение параметров космических струй по их тонкой структуре в радио- и рентгеновском диапазонах // *Космічна наука і технологія.* 2003, т.9, №5/6, с.153-157.
8. М.С. Михайлова, Е.Ю. Банникова, В.М. Конторович. Определение наклона килопарсеккового джета квазара 3C 273 по конкуренции механиз-

- мов рентгеновского излучения его узлов // *Астрон. журнал*. 2010, т.87, №6, с.531-538.
9. М.С. Михайлова, Е.Ю. Банникова, В.М. Конторович. Излом в энергетическом спектре релятивистских электронов в джете квазара 3C 273, определяемый по интенсивности излучения джета в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах // *Вопросы атомной науки и техники*. 2008, №4, с.128-132.
  10. V.I. Slish. Angular size of radio stars // *Nature*. 1963, v.199, №4894, p.682.
  11. <http://hea-www.harvard.edu/XJET/>
  12. Дж.Д. Краус. *Радиоастрономия*. Москва: «Сов. радио», 1973, 456 с.
  13. Д.И. Нагирнер. *Радиационные механизмы в астрофизике*. Ст-Петербург: «СПбГУ», 2007, 296 с.
  14. <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>
  15. C.D. Dermer, S.J. Sturmer, R. Schlickeiser. Non-thermal Compton and synchrotron processes in the jets of active galactic nuclei // *Astron. J. Suppl.* 1997, v.109, p.103-137.
  16. S. Reynolds. Theoretical studies of compact radio sources. II. Inverse Compton radiation from anisotropic photon and electron distributions: general results and spectra from relativistic flows // *Astrophys. J.* 1982, v.256, p.38-53.
  17. G.R. Blumenthal, R.J. Gould. Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and Compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases // *Rev. Mod. Phys.* 1970, v.42, №3, p.237-270.
  18. Ya. Uchiyama, C. Urry, C. Cheung, et al. Shedding new light on the 3C 273 jet with the *SPITZER* space telescope // *Astrophys. J.* 2006, v.648, p.910-921.
  19. Н.-J. Röser, K. Meisenheimer. The synchrotron light from the jet of 3C 273 // *Astron. Astrophys.* 1991, v.252, p.458-474.
  20. В.Л. Гинзбург, С.И. Сыроватский. *Происхождение космических лучей*. Москва: «Изд. АН СССР», 1963, 384 с.
  21. А. Пахольчик. *Радиоастрофизика*. М.: «Мир», 1973. *Радиогалактики*. М.: «Мир», 1980.
  22. С.Я. Брауде, А.В. Мень. О связи низкочастотных спектров нетепловых радиоисточников с физическими характеристиками космической среды // *Радиофиз. и радиоастрон.* 1998, т.3, №2, с.147-165; т.5, №1, с.5-19.
  23. R.G. Conway, S.T. Garrington, R.A. Perley, et al. Synchrotron radiation from the jet of 3C 273. II The radio structure and polarization // *Astron. Astrophys.* 1993, v.267, p.347-362.

*Статья поступила в редакцию 07.06.2010 г.*

#### INVERSE COMPTON SCATTERING IN THE INNER KNOTS OF JET OF QUASAR 3C 273

*M.S. Mykhailova, V.M. Kontorovich*

It is shown that for X-ray emission of the inner knot of 3C 273 jet is responsible the inverse Compton scattering of the quasar radio emission. Under certain conditions it is possible to determine the position of the low-frequency break in the spectrum of the quasar using the X-ray radiation of its jet.

#### ЗВОРОТНЕ КОМПТОНІВСЬКЕ РОЗСИВАННЯ В БЛИЗЬКИХ ВУЗЛАХ ДЖЕТА КВАЗАРА 3C 273

*M.S. Михайлова, В.М. Конторович*

Показано, що за рентгенівське випромінювання близького вузла джета 3C 273 відповідально зворотне комптонівське розсіювання радіовипромінювання квазара. За певних умов є можливість визначення положення низькочастотного завалу в спектрі квазара по рентгенівському випромінюванню його джета.